

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«РАЗВИТИЕ БАЗЫ ДАННЫХ КАК ИНСТРУМЕНТ АНАЛИЗА
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ CLAS»

Выполнил студент
413 группы
Сорокин Станислав Алексеевич

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., асс. Голубенко Анна Александровна

Допущена к защите
Зав. кафедрой _____

МОСКВА

2023

Оглавление

Введение	3
1. Экспериментальная установка	5
2. Ускорительный комплекс CEBAF	9
3. Детектор CLAS	10
3.1. Магнитная система	12
3.2. Дрейфовые камеры	14
3.3. Черенковские счетчики	15
3.4. Времяпролетные счетчики	16
3.5. Электромагнитный калориметр	17
4. Детектор CLAS12	18
4.1. Передний детектор	19
4.2. Центральный детектор	20
5. База данных CLAS	22
6. Формализм описания электророждения мезонов на нуклонах	25
7. Структурные функции и методы их извлечения	28
7.1. Метод 0	28
7.2. Метод 1	29
7.3. Метод 2	30
7.4. Метод 3	30
8. Разработка инструмента для анализа дифференциальных сечений электророждения одиночного пиона на протоне	31

Заключение	39
Список использованных источников	40

ВВЕДЕНИЕ

Исследования, проведенные в 1911 году Эрнестом Резерфордом на основе экспериментов, выполненных Гейгером и Марсденом по рассеянию α -частиц на тонкой золотой фольге, показали, что атом состоит из массивного положительно заряженного ядра малого размера $R < 10^{-12}$ см, окруженного отрицательно заряженными электронами. С помощью метода рассеяния пробных частиц было определено наличие внутренней структуры и было установлено, что атом не является однородным. Такой метод является универсальным и широко используется до сих пор, хотя современные эксперименты значительно отличаются от опытов Резерфорда своими масштабами.

Протоны и нейтроны, как известно, составляют атомное ядро. До относительно недавнего времени считалось, что они не имеют внутренней структуры. Однако при использовании пробных частиц длиной волны меньше 10^{-13} см удалось изучить внутреннюю структуру протона и нейтрона. В 1970 году на ускорителе электронов в Стэнфорде было получено, что протон и нейтрон имеют размер 0.8 фм и являются составными частицами. Так же как и в опытах Резерфорда, угловое распределение электронов удалось объяснить, только предположив о наличии более мелких образований внутри протона, которые Ричард Фейнман назвал "партонами". Дальнейшие исследования позволили выявить, что нуклон - это частица, состоящая из трех валентных кварков, виртуальных морских кварк-антикварков и глюонов.

Формирование нуклонов и их эволюция как сложной системы кварков и глюонов обеспечивается сильным взаимодействием, для описания которого была разработана теория квантовой хромодинамики.

При этом сильное взаимодействие имеет характерные особенности при разных масштабах энергий.

При больших энергиях, когда длина волны пробной частицы достаточно мала, константа сильного взаимодействия α_s много меньше единицы. Это позволяет использовать ее для функционального разложения взаимодействия в ряд по малому параметру. В результате расчеты могут быть выполнены с высокой точностью, что делает возможным предсказание различных физических явлений и описание уже наблюдаемых. Область энергий, в которой применим такой подход, называется пертурбативной. Поскольку величина α_s определяет интенсивность взаимодействия, то в пертурбативной области энергий наблюдается так называемое состояние асимптотической свободы – когда кварки и глюоны ведут себя как свободные частицы.

При уменьшении энергетического масштаба, константа сильного взаимодействия растет. Приближение α_s к единице соответствует состоянию адронизации кварков и глюонов, а именно наблюдается взаимодействие конститuentных кварков и коллективных состояний глюонов. Таким образом, в непертурбативной области ситуация значительно усложняется, и формирование трехкварковой структуры нуклона из моря виртуальных кварк-антикварковых пар является одной из фундаментальных проблем современной физики.

Особым проявлением динамики сильного взаимодействия в непертурбативной области является образование резонансных состояний нуклонов при неупругом рассеянии электронов. Лаборатория Джефферсона - один из ведущих научных центров, проводящих эксперименты в этом направлении.

Целью данной работы является извлечение структурных функций в реакции электророждения одиночного пиона на протоне под действием неполяризованного электронного пучка в области инвариантной массы $W < 2.01$ ГэВ и виртуальности фотона $Q^2 < 4.16$ ГэВ², а также разработка общедоступного web-инструмента для визуализации результатов расчета. Структурные функции позволят получить информацию об амплитудах электровозбуждения нуклонных резонансов.

1. Экспериментальная установка

Лаборатория Джефферсона - это национальная лаборатория, которая занимается исследованиями в области физики высоких энергий [3]. Она была основана в 1984 году в городе Ньюпорт-Ньюс, штат Вирджиния, США. Целью создания этой лаборатории было проведение экспериментов по изучению структуры атомных ядер и фундаментальных взаимодействий между частицами.

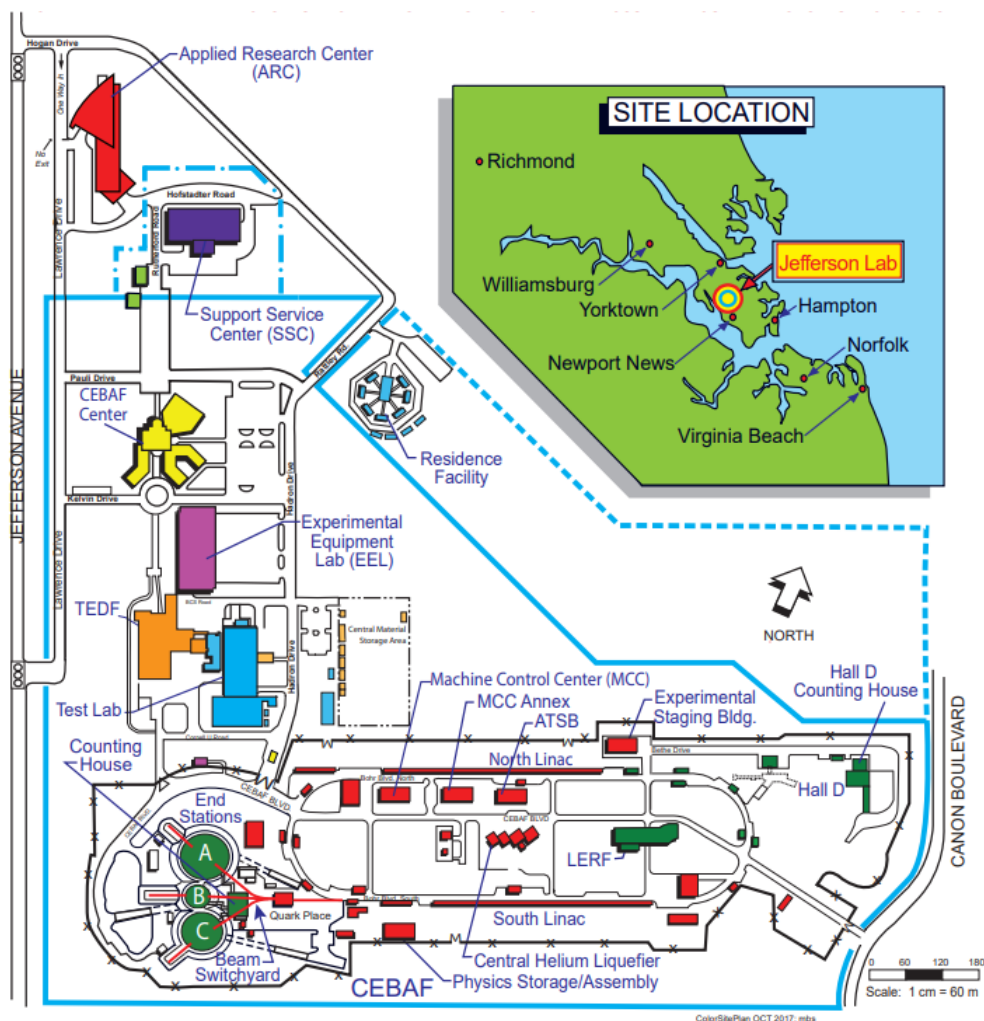


Рис. 1.1: Схематическая карта лаборатории Джефферсона.

Основными рабочими элементами экспериментальных исследований в Лаборатории Джефферсона являются:

1. Ускорительный комплекс СЕВАФ (Continuous Electron Beam Accelerator Facility): установка, которая обеспечивает ускорение электронов до высоких энергий и генерацию пучков высокоэнергетических фотонов. Она состоит из нескольких ускорительных секций, которые позволяют достигать энергий до 12 ГэВ и создавать высокоинтенсивные пучки.
2. Экспериментальные залы (Hall A, Hall B, Hall C и Hall D): помещения, где проводятся эксперименты по изучению структуры атомных ядер, фундаментальных взаимодействий между частицами и других явлений в физике элементарных частиц. Каждый зал оснащен современными детекторами и спектрометрами, которые позволяют регистрировать различные виды частиц и измерять их параметры.
3. Компьютерные системы: компьютеры и программное обеспечение, которые используются для управления экспериментами, обработки и анализа данных. В Лаборатории Джефферсона используются высокопроизводительные вычислительные кластеры, которые позволяют обрабатывать и анализировать огромные объемы данных, полученных в результате экспериментов.
4. Технические подразделения: различные подразделения Лаборатории Джефферсона, которые отвечают за разработку и производство уникальных компонентов и устройств, необходимых для проведения экспериментов. Это могут быть электроника, механика, оптика, радиационная безопасность и другие направления.

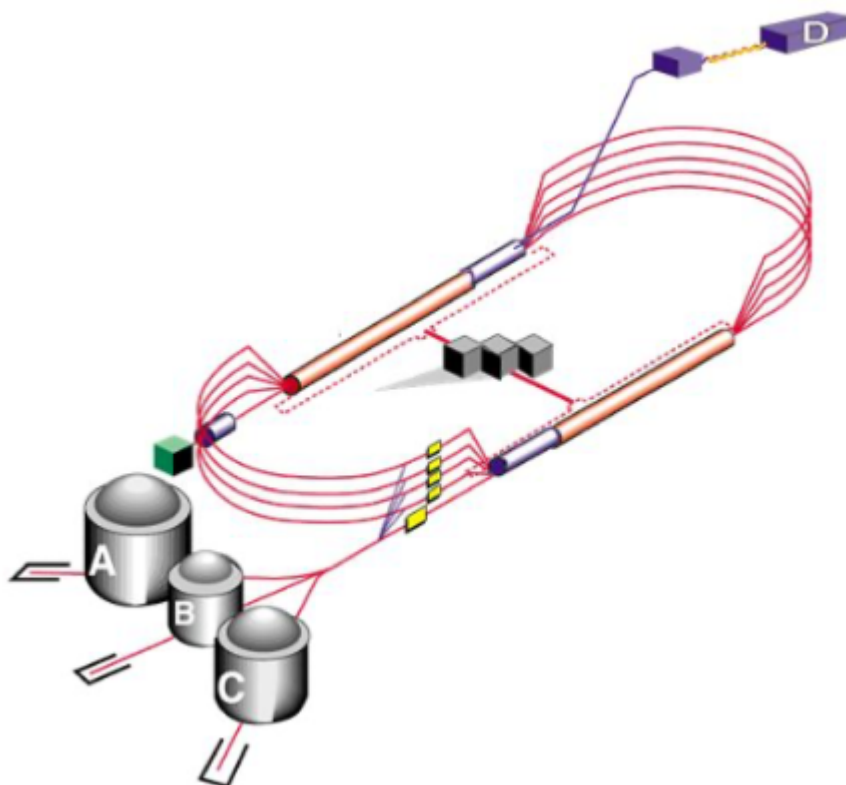


Рис. 1.2: Схематическое изображение ускорительного комплекса СЕВАФ с расположением экспериментальных залов.

Кратко рассмотрим экспериментальные залы с их предназначениями:

- В зале А (Hall А) находится экспериментальная установка HRS (High Resolution Spectrometers), которая предназначена для измерения угловых распределений рассеянных электронов и выбитых нуклонов, а также для определения спин-зависящих эффектов в ядре. Эта установка состоит из магнитных спектрометров, которые позволяют измерять импульсы заряженных частиц с высокой точностью, а также различные детекторы, которые регистрируют рассеянные электроны и выбитые нуклоны.
- В зале В (Hall В) находится одна из самых крупных экспериментальных установок Лаборатории Джефферсона - CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer), которая представляет собой современную систему детекторов, разработанную специально для измерения реакций под действием высокоэнергетических электронов. CLAS позволяет изучать характеристики ядерных структур на

микроскопическом уровне, а также проводить исследования в области физики элементарных частиц, таких как изучение мезонов и гиперонов.

- В зале С (Hall C) находится экспериментальная установка Super BigBite Spectrometer, которая разработана для измерения магнитных моментов протонов, нейтронов и ядер. Эта установка состоит из нескольких магнитных спектрометров и детекторов, которые позволяют регистрировать рассеянные электроны с большой точностью и высокой разрешающей способностью.
- В зале D (Hall D) расположена установка GlueX, которая предназначена для изучения структуры тяжелых кваркониев - мезонов, состоящих из кварков и антикварков. Эта установка использует пучки фотонов с высокой энергией, чтобы создавать системы кварк-антикварк и изучать их свойства.

Дальнейшее внимание в работе будет сконцентрировано на данных, полученных на детекторе CLAS зала В при помощи ускорителя CEBAF.

2. Ускорительный комплекс СЕВАФ

СЕВАФ состоит из двух ускорителей, соединенных поворотными магнитами. Электронный пучок формируется в инжекторе облучением лазером GaAs-катода, затем электроны попадают в ускорительный тоннель, где разгоняются при помощи сверхпроводящих радиочастотных модулей. Поворотные магниты представляют собой по пять арок с каждой стороны, в которых пучок направляется и фокусируется квадрупольными и дипольными магнитами, благодаря чему электроны многократно проходят через линейные ускорители. Одной из ключевых особенностей СЕВАФ является частота импульсов, которая составляет 499 МГц, что позволяет говорить о непрерывности пучка.

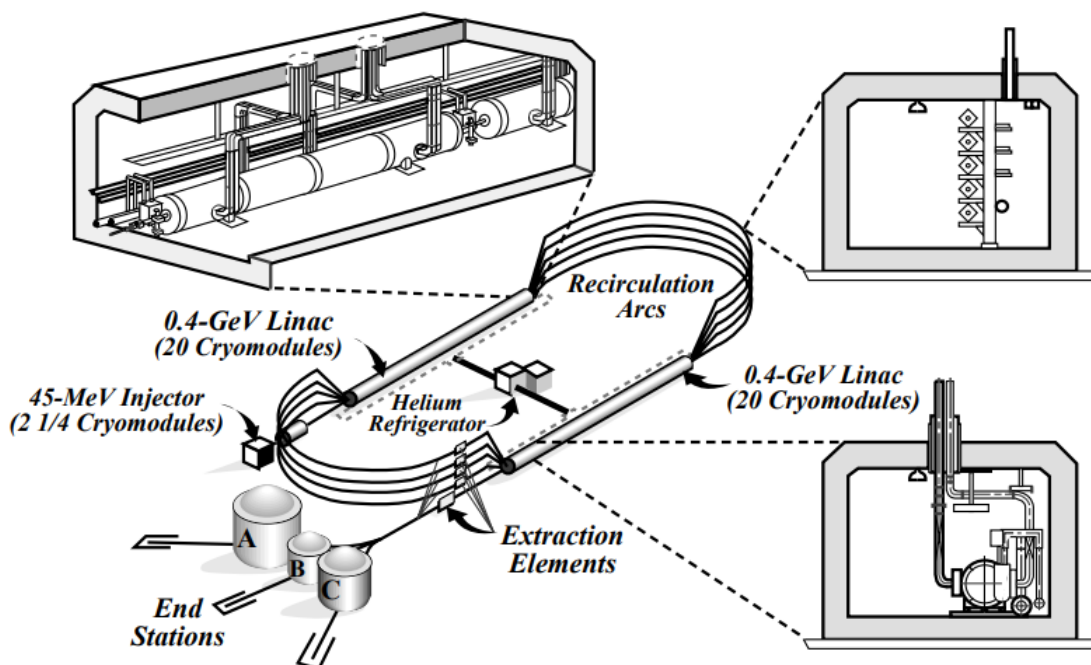


Рис. 2.1: Схематическое изображение ускорительного комплекса СЕВАФ.

3. Детектор CLAS

В основе конструкции CLAS лежит тороидальное магнитное поле [4]. Основными требованиями, определяющими этот выбор, были возможность измерения заряженных частиц с хорошим разрешением по импульсу, обеспечение геометрического охвата заряженных частиц под большими углами и сохранение свободной от магнитного поля области вокруг мишени, что позволяет использовать динамически поляризованные мишени.

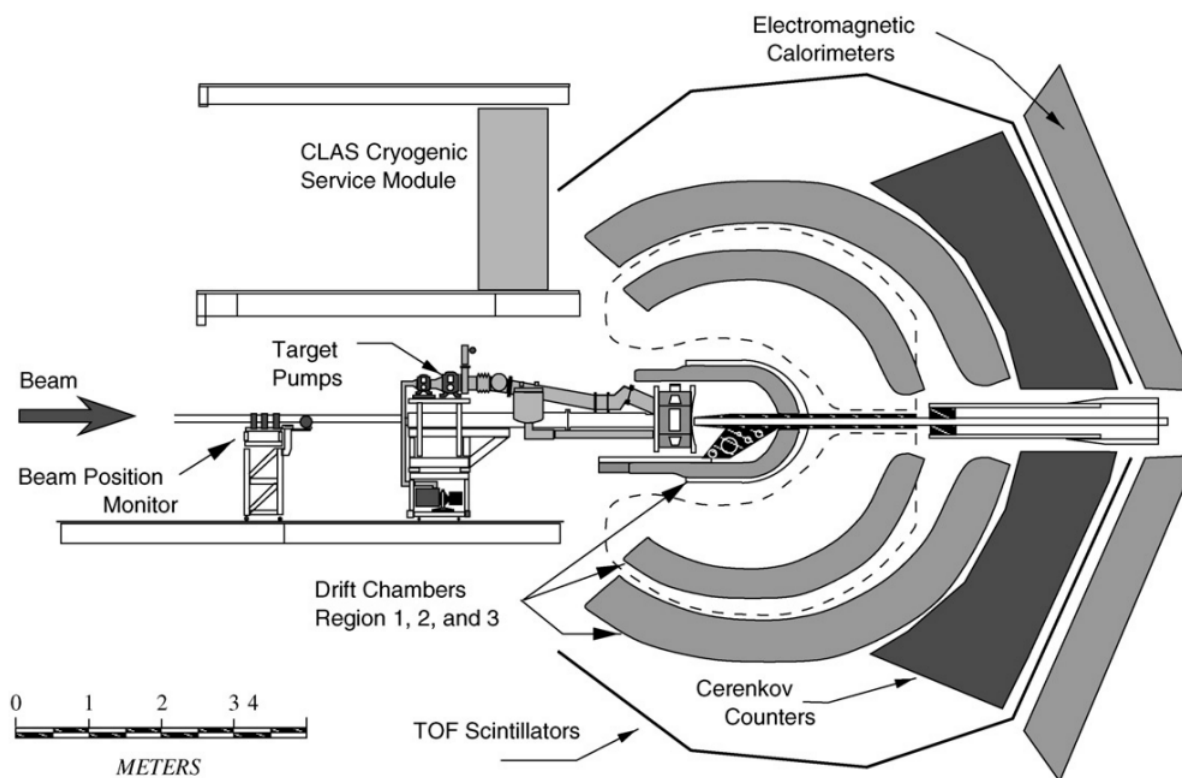


Рис. 3.1: CLAS с обозначением главных элементов.

Магнитное поле CLAS генерируется шестью сверхпроводящими катушками, расположенными вокруг линии пучка. Система обнаружения частиц состоит из дрейфовых камер для определения траекторий заряженных частиц, газовых черенковских счетчиков для идентификации

электронов, сцинтилляционных счетчиков для измерения времени пролета (TOF) и электромагнитных калориметров для обнаружения электронов и фотонов. Сегменты оснащены индивидуальными приборами, образуя шесть по существу независимых магнитных спектрометров с общей мишенью, триггером и системой сбора данных (DAQ).

Для того чтобы CLAS мог работать как с электронными, так и с фотонными пучками, необходимы некоторые изменения в конфигурации. Для экспериментов по рассеянию электронов небольшой перпендикулярно-проводящий малый тороид окружает мишень, чтобы электроны с низким импульсом, образующиеся при меллеровском рассеянии в мишени, не попадали во внутренние дрейфовые камеры. Катушки малого тороида показаны на рис. 3.2. Для экспериментов с мечеными фотонами тормозного излучения малый тороид заменяется сцинтилляционным стартовым счетчиком, который обеспечивает быстрый вход в триггер и определяет правильное время старта для измерений TOF.

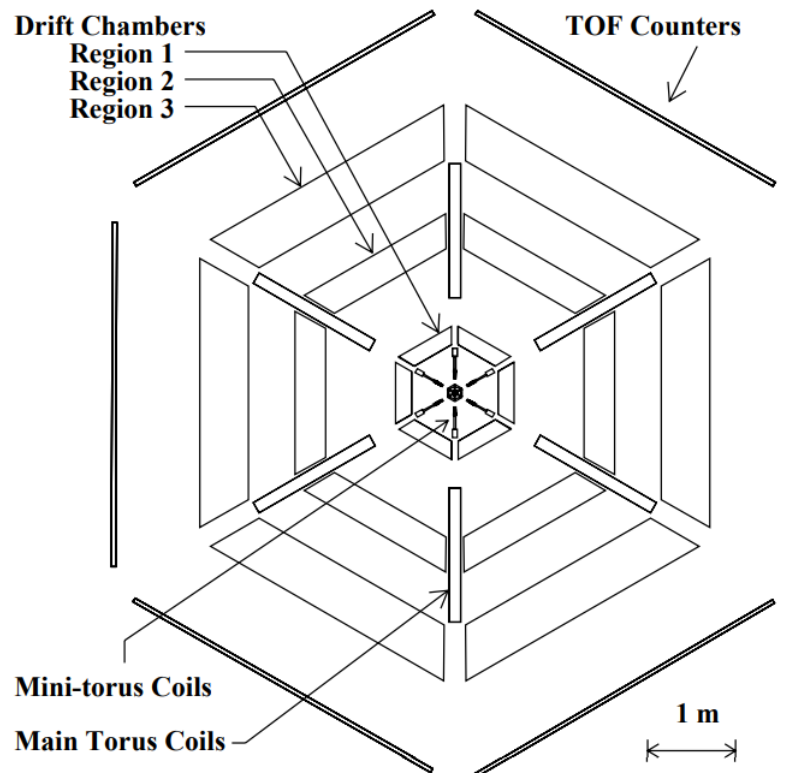


Рис. 3.2: CLAS в перпендикулярном к направлению пучка разрезе.

Для инициирования преобразования и считывания данных

используется двухуровневая система запуска. Триггер уровня 1 может воспринимать любую быструю информацию от счетчиков ТОФ, счетчиков Черенкова и электромагнитных калориметров. Триггер уровня 2 добавляет грубый поиск трека, используя шаблоны попаданий в дрейфовые камеры. Система DAQ собирает оцифрованные данные и сохраняет информацию для последующего анализа в автономном режиме.

3.1. Магнитная система

Магнитное поле для анализа импульса заряженных частиц создается шестью сверхпроводящими катушками, расположенными в тороидальной геометрии вокруг линии электронного пучка. В системе нет железа, поэтому магнитное поле рассчитывается непосредственно по току в катушках. Расположение катушек и контуры постоянной абсолютной напряженности поля показаны на рис. 3.3. Магнит имеет диаметр около 5 м и длину 5 м. На рис. 3.4 показаны векторы магнитного поля в плоскости, перпендикулярной оси тора в положении мишени.

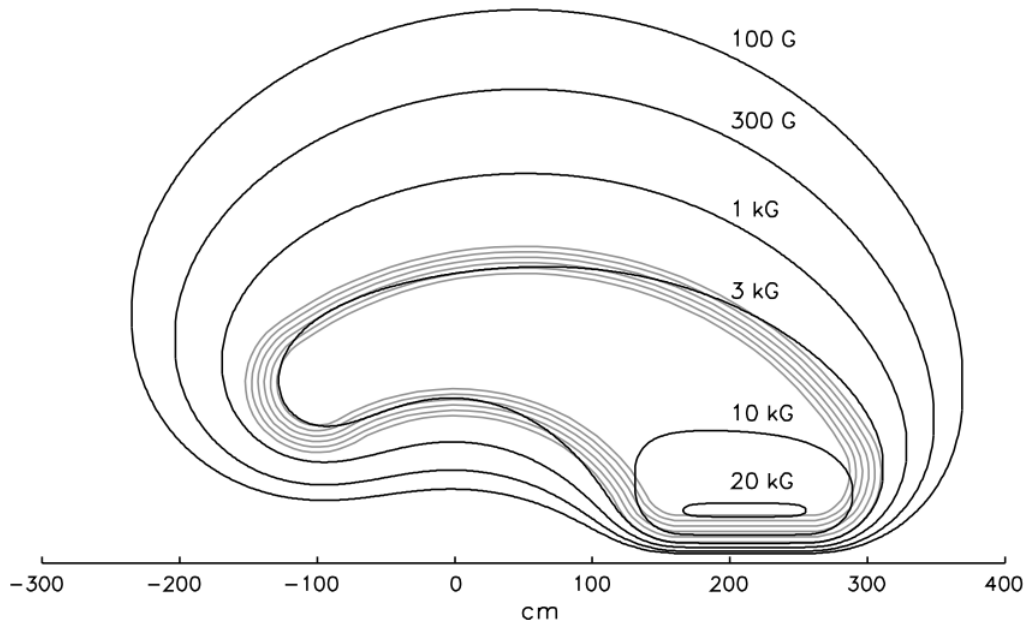


Рис. 3.3: Магнитное поле между двумя катушками. На заднем плане показана проекция катушки.

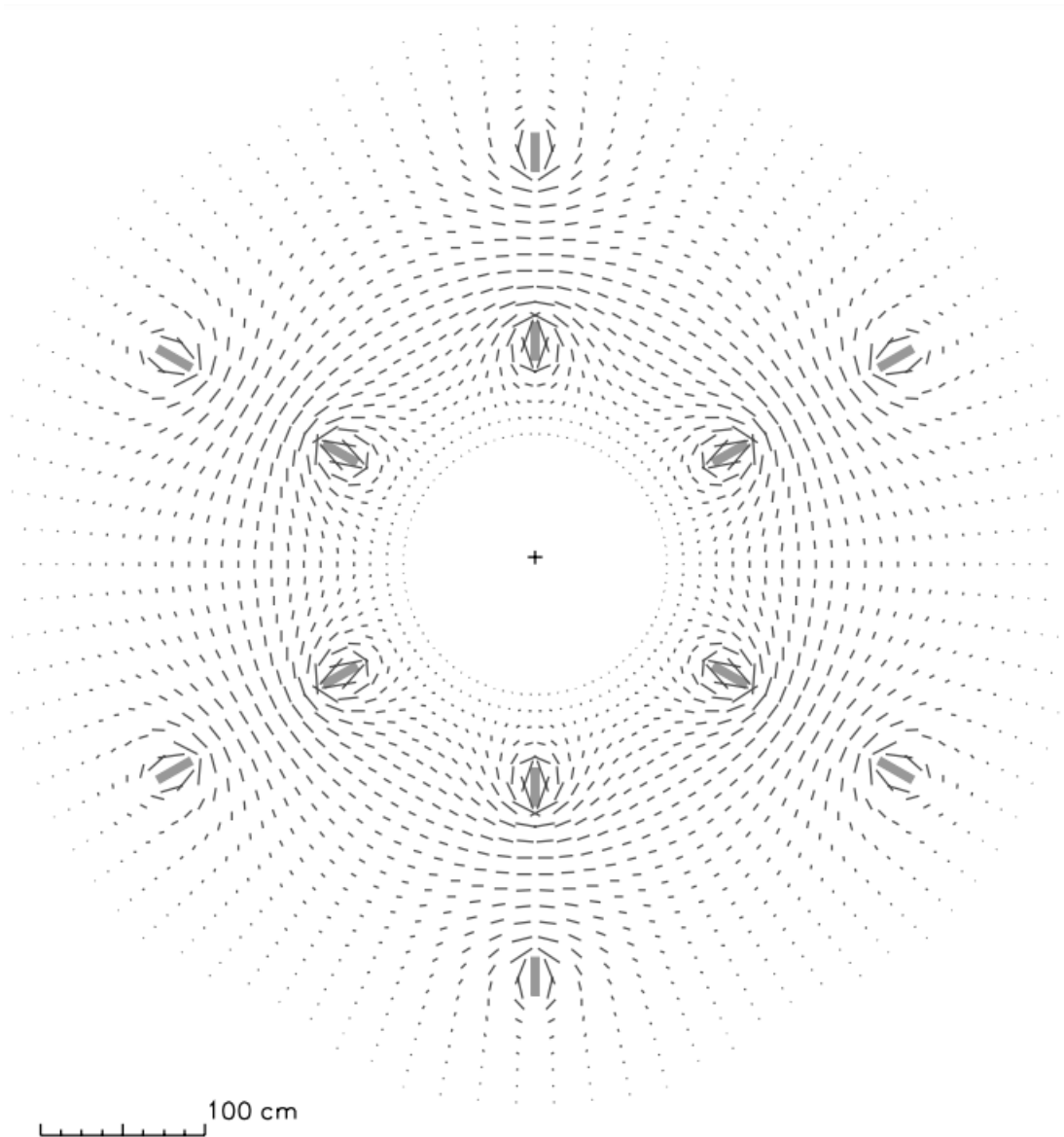


Рис. 3.4: Магнитное поле в поперечном к направлению пучка сечении.

Основная составляющая поля находится в азимутальном направлении; однако вблизи катушек наблюдаются значительные отклонения от чистого азимутального поля. Влияние этих отклонений на траектории частиц сводится к минимуму благодаря круглой внутренней форме катушки: частицы, вылетающие из мишени, не испытывают значительного отклонения в азимутальной плоскости при пересечении внутренней границы катушки.

Почечная форма катушек приводит к большому интегралу поля для частиц, летящих вперед (обычно с большим импульсом), и более малому интегралу поля для частиц, испускаемых под большими углами. В то же

время, такая геометрия катушки сохраняет центральный свободный от поля объем для работы с поляризованной мишенью.

3.2. Дрейфовые камеры

Тороидальный магнит CLAS отклоняет заряженные частицы в сторону или от оси пучка, но оставляет азимутальный угол практически неизменным. Катушки магнита естественным образом разделяют детектор на шесть независимых областей слежения или "секторов". Для упрощения конструкции детектора было построено 18 отдельных дрейфовых камер, расположенных в трех радиальных положениях в каждом из шести секторов. Эти радиальные позиции называются регионами. Шесть камер "первого региона" (R1) окружают мишень в области низкого магнитного поля, шесть камер "второго региона" (R2) расположены между катушками магнитов в области высокого поля вблизи точки максимального отклонения трека от прямой линии, а шесть камер "третьего региона" (R3) расположены вне катушек магнитов. Эти относительные положения показаны на рис. 3.1 и рис. 3.2.

Для оптимального заполнения объема клиновидного сектора, корпуса камер были спроектированы таким образом, чтобы поддерживать провода, натянутые между двумя концевыми пластинами, каждая из которых параллельна соседней плоскости витка и, таким образом, наклонена на 60° по отношению друг к другу. Такая конструкция обеспечивает максимальную чувствительность к кривизне трека, поскольку направление проволоки приблизительно перпендикулярно плоскости изгиба.

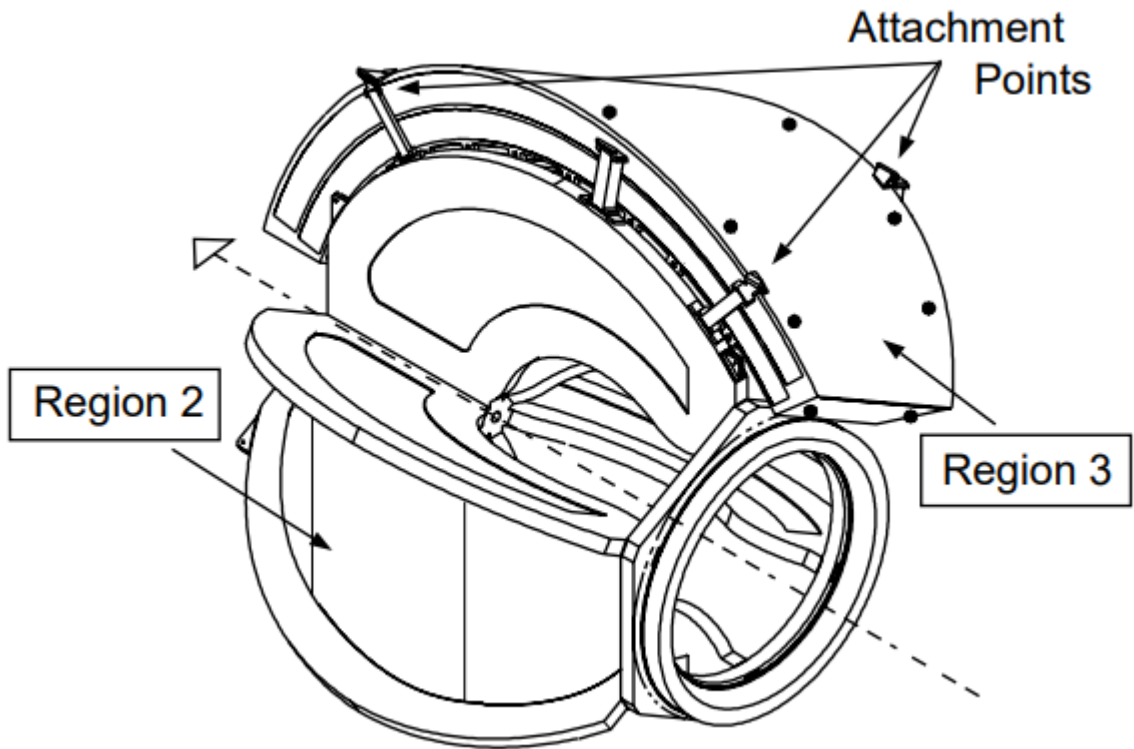


Рис. 3.5: Схематическое устройство дрейфовой камеры.

3.3. Черенковские счетчики

Черенковский счетчик (СС) позволяет идентифицировать электроны и отделять электроны от пионов. Конструкция черенковского детектора направлена на достижение максимального покрытия телесного угла в каждом из шести секторов до угла $\theta = 45^\circ$ с минимально возможным количеством материала (для предотвращения ухудшения энергетического разрешения). Это достигается путем размещения светособирающих конусов и фотоумножителей (РМТ) в областях, которые уже затемнены катушками магнитов, и покрытия зеркалами как можно большей части доступного пространства (см. рис. 3.6). Поскольку траектории заряженных частиц лежат приблизительно в плоскостях с постоянным азимутальным углом, размещение фотоумножителей в тени катушек магнитов не влияет на угловое покрытие.

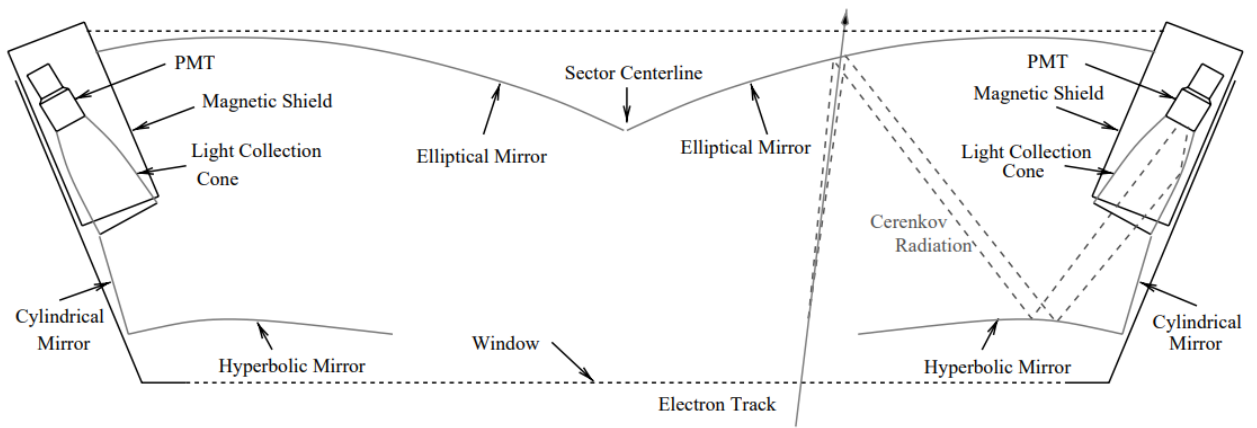


Рис. 3.6: Схема черенковского счетчика.

В качестве черенковского излучателя в детекторе используется перфторбутан (C_4F_{10}) с показателем преломления 1.00153. Это обеспечивает высокий выход фотонов и порог импульса пионов 2.5 ГэВ/с: этот газ также обладает отличными свойствами пропускания света с короткими длинами волн. Каждый сектор детектора вмещает приблизительно шесть кубических метров газа. Система рециркуляции газа поддерживает постоянное давление в объеме газа и удаляет из него примеси.

3.4. Времяпролетные счетчики

Времяпролетные счетчики служат для идентификации заряженных частиц посредством регистрации их времени пролета в рабочем веществе и представляют собой систему пластин сцинтиллятора, расположенную между черенковскими счетчиками и электромагнитным калориметром [5]. Вспышки в сцинтилляторах попадают в фотоумножители, на выходе которых считывается сигнал частотой до 100 кГц при светимости $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Временное разрешение системы времени пролета составляет от 80 пс до 160 пс, что позволяет разделять пионы и каоны с импульсами до 2 ГэВ/с

3.5. Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр разделен на секторы вследствие геометрии тороидального магнита. Каждый сектор – это последовательно расположенные слои сцинтиллятора и свинца, толщина которых подобрана таким образом, что в калориметре поглощается приблизительно треть всей энергии электромагнитного ливня. Система позволяет детектировать электроны с энергией свыше 500 МэВ, фотоны с энергией от 200 МэВ, в том числе восстанавливать четырехимпульсы π^0 и η мезонов по их распаду на 2γ , а также регистрировать нейтроны с эффективностью $\sim 50\%$.

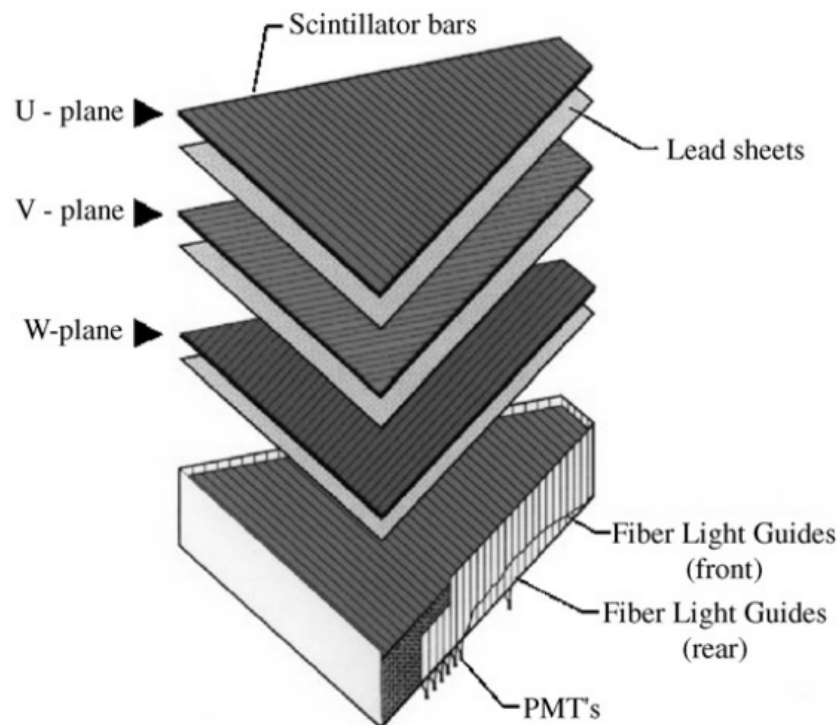


Рис. 3.7: Схема одного из секторов электромагнитного калориметра.

4. Детектор CLAS12

За время работы лаборатории Джефферсона были проведены масштабные усовершенствования установок, главным результатом которых стало увеличение энергии ускорителя CEBAF с 6 ГэВ до 11 ГэВ, а также введение в эксплуатацию в 2017 году модернизированную версию детектора CLAS – детектор CLAS12.

Основные новые возможности CLAS12 включают работу со светимостью $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, что на порядок выше, чем у предыдущего CLAS, что позволит проводить точные измерения многих эксклюзивных реакций [6]. CLAS12 также обладает улучшенными возможностями идентификации частиц под прямыми углами. Детекторная система состоит из двух основных частей с различными функциями - переднего детектора (FD) и центрального детектора (CD). Они описаны ниже.

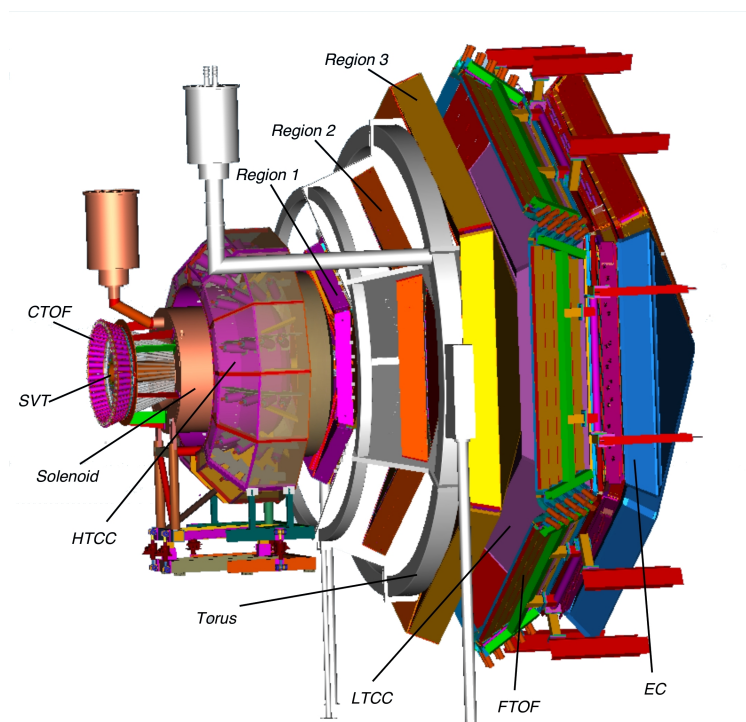


Рис. 4.1: Схема детектора CLAS12.

4.1. Передний детектор

Улучшенное разделение электронов и пионов при более высоких импульсах достигается с помощью пороговых газовых черенковских счетчиков для обнаружения заряженных пионов с импульсами выше 5 ГэВ/с. Новый высокопороговый черенковский счетчик (НТСС) расположен перед тороидальным магнитом и спроектирован таким образом, чтобы представлять минимальное количество материала для заряженных частиц, проходящих через НТСС. Это позволит минимизировать многократное рассеяние и его влияние на разрешение по импульсу. Для достижения этой цели в качестве основы для зеркальной системы были выбраны композитные материалы с низкой массой, которые представляют собой менее 150 мг/см материала.

В основе переднего детектора лежит новый сверхпроводящий тороидальный магнит. Как и в CLAS, новый магнит состоит из шести сверхпроводящих катушек, расположенных симметрично по радиальному направлению, но в отличие от CLAS, охватывает только диапазон от 5° до 40° полярного угла θ . Отслеживание заряженных частиц осуществляется с помощью набора из 3 областей дрейфовых камер (DC), расположенных перед, между и после катушек тороидального магнита. Отслеживание осуществляется в каждой области с помощью 12 слоев шестиугольных дрейфовых камер, расположенных под углом 6° . Такое расположение обеспечивает хорошее угловое разрешение как в полярных, так и в азимутальных углах. Система дрейфовых камер обеспечивает 36 измерений для заряженного трека и имеет достаточную избыточность для распознавания образов и реконструкции трека.

За тороидальным магнитом и дрейфовыми камерами следуют низкопороговые черенковские счетчики (ЛТСС). Они обеспечивают идентификацию заряженных пионов для импульсов $p > 3$ ГэВ/с. Детекторы ЛТСС использовались в CLAS, но в настоящее время они модернизированы для обеспечения улучшенного отклика на заряженные пионы. За ЛТСС следуют три области пластиковых сцинтилляторов для точного измерения времени пролета (FTOF) для идентификации

заряженных частиц. При равном выходе пионов, каонов и протонов FTOF позволяет получить разделение пионов и каонов для импульсов до 3 ГэВ/с и разделение каонов и протонов до 4.5 ГэВ/с с точностью 4σ . Для части экспериментальной программы идентификация пионов и каонов необходима для импульсов до 8 ГэВ/с. Это может быть достигнуто путем замены отдельных детекторов LTCC детекторами Ring Imaging Cherenkov (RICH).

4.2. Центральный детектор

В основе центрального детектора лежит компактный сверхпроводящий магнит соленоид с максимальным центральным магнитным полем 5 Т. Соленоидальный магнит обеспечивает анализ импульса для заряженных треков под полярными углами от 35° до 135° . Он также защищает трековые детекторы от интенсивных фоновых электронов и действует как поляризующее поле для поляризованных твердотельных мишеней. Общий размер соленоида ограничен 2 м в диаметре, что позволяет использовать свободное пространство диаметром всего 80 см для размещения детекторов.

Отслеживание заряженных частиц в центральном детекторе обеспечивается кремниевым вершинным трекером (SVT), в котором используется технология кремниевых полос. SVT изготовлен из 8 стереослоев кремниевых датчиков и обеспечивает отслеживание для полярного угла от 35° до 135° . При больших радиусах 3 двойных слоя микросетчатых (ММ) газовых детекторов обеспечивают дополнительное отслеживание, что значительно улучшает разрешение по импульсу и полярному углу.

Идентификация частиц достигается с помощью центральной времяпролетной системы (CTOF), состоящей из 48 полос быстрого пластикового сцинтиллятора, оснащенного 96 фотоумножителями, которые обеспечивают двустороннее считывание света и временное разрешение $\delta T < 60$ пс. Световоды специальной формы направляют свет сцинтиллятора в область пониженного магнитного поля, где используется

комбинация пассивного и активного магнитного экранирования, позволяющая работать фотоумножителям. Короткий путь пролета от мишени до СТОФ позволяет идентифицировать частицы в диапазоне импульсов до 1.2 ГэВ/с и 0.65 ГэВ/с для π/p и π/K разделения соответственно.

Для некоторых экспериментов необходимо обнаружение быстрых нейтронов. Для этого будет использоваться центральный нейтронный детектор (CND), представляющий собой “бочку”, состоящую из 3 слоев 48 сцинтилляторных полос, который обеспечивает обнаружение нейтронов с эффективностью 10-15%.

5. База данных CLAS

За время работы детекторов CLAS и CLAS12 был накоплен большой объем экспериментальных данных, который требует дальнейшего хранения и анализа. Для этих целей совместно Лабораторией Джефферсона и НИИЯФ МГУ была разработана база данных CLAS, которая содержит в себе экспериментальные данные, полученные коллаборацией CLAS, начиная с 1996 года [15]. Это данные по дифференциальным, интегральным сечениям и различным поляризационным асимметриям для большинства эксклюзивных каналов электророждения мезонов на нуклонах, а также данные по инклюзивным и полуинклюзивным сечениям рассеяния электронов на нуклонах при инвариантной массе $W < 3$ ГэВ и виртуальности фотонов $Q^2 < 5$ ГэВ².

База данных имеет web-интерфейс, который позволяет получить доступ к данным через сеть Интернет, предоставляет возможность поиска данных по множеству параметров. Среди них исследуемая реакция – тип пучка (электронный или фотонный), мишень и конечное состояние, состояние поляризации пучка, мишени и конечного состояния; кинематические переменные – инвариантная масса конечного состояния W , виртуальность фотона Q^2 , переменная Бьёркена x_B , энергия реального фотона E_γ (для случая фоторождения мезонов). Возможно задать одну или несколько из около 200 наблюдаемых, данные по которым присутствуют в базе. Возможен поиск по совокупности параметров, по диапазону значений или по средним значениям переменных. Есть поиск по названию, авторам и году проведения эксперимента.

CLAS Physics Database

[JLab](#) | [Search](#) | [Overview](#) | [Login](#) | [Edit](#) | [Register](#)

Search form for the data related to the CLAS physics

You are not logged in. [Login](#).

Select reaction:			
Beam:	Target:	Final state:	
<input type="text" value="any"/>	<input type="text" value="any"/>	<input type="text" value="any"/>	
polarization:	polarization:	polarization:	
<input type="text" value="any"/>	<input type="text" value="any"/>	<input type="text" value="any"/>	
Select kinematics range:			
<input type="checkbox"/> Search for average values			
Q^2_{min} [GeV] ² :	<input type="text"/>	Q^2_{max} [GeV] ² :	<input type="text"/>
W_{min} [GeV]:	<input type="text"/>	W_{max} [GeV]:	<input type="text"/>
x_{min} :	<input type="text"/>	x_{max} :	<input type="text"/>
EY_{min} [GeV]:	<input type="text"/>	EY_{max} [GeV]:	<input type="text"/>
Select observables:			
Quantity measured:	<input type="text" value="any"/> <input type="text" value="dσ/dΩ (exclusive)"/> <input type="text" value="dσ/dΩ (quasi-free)"/> <input type="text" value="σ (exclusive)"/> <input type="text" value="sigma"/> <input type="text" value="sigma (quasi-free)"/>		
Additional search criteria:			
Spokespersons:	<input type="text"/>		
Year:	<input type="text"/>		
Experiment identifier(s):	<input type="text"/>		
Text table options			
<input type="checkbox"/> Show results as a plain text table		<input type="checkbox"/> Show average value for W, Q ² ranges	
<input type="checkbox"/> Add W and Q ² columns		How to save text data	
[-] Search Results Table Composition			
Available fields:		Fields selected for output:	
<input type="text" value="Final state polarization"/> <input type="text" value="Beam"/> <input type="text" value="Beam polarization"/> <input type="text" value="Target"/> <input type="text" value="Target polarization"/> <input type="text" value="x min"/> <input type="text" value="x max"/> <input type="text" value="EY min"/> <input type="text" value="EY max"/> <input type="text" value="W"/>	<input type="text" value=">"/> <input type="text" value="<"/> <input type="text" value=">>"/> <input type="text" value="<<"/> <input type="text" value="Up"/> <input type="text" value="Dn"/>	<input type="text" value="Measurement identifier"/> <input type="text" value="Final state"/> <input type="text" value="Q^2min"/> <input type="text" value="Q^2max"/> <input type="text" value="W min"/> <input type="text" value="W max"/> <input type="text" value="Quantity"/> <input type="text" value="Experiment title"/> <input type="text" value="Authors"/> <input type="text" value="Year"/>	
Limit: <input type="text" value="100"/> <input type="button" value="Clear form"/> <input type="button" value="Start search"/> <input type="checkbox"/> Results in a new window			

Member of CLAS Collaboration are encouraged to send available data to the CLAS Physics Database.

You can use our [data editing interface](#) (preferred) to enter your structured data or submit your data in arbitrary format using this [submission form](#).

If you have any questions, suggestions or comments, please, feel free to contact developers: clasdb@depni.sinp.msu.ru

Рис. 5.1: Внешний вид страницы поиска данных CLAS Physics Database [15].

Выдача данных имеет визуализацию в виде графиков и таблиц, существует возможность загрузить данные в текстовом виде для дальнейшей компьютерной обработки. Доступна также библиографическая информация о публикациях, связанных с экспериментальными данными, ссылки на полные тексты публикаций.

6. Формализм описания электророждения мезонов на нуклонах

Рассмотрим формализм описания электророждения мезонов на нуклонах. В эксперименте наблюдаемой величиной является дифференциальное сечение рассеяния электронов на нуклонах с образованием определенного конечного адронного состояния:

$$\frac{d^{n+2}\sigma_e}{dE_{ef}d\Omega_{ef}d\tau^n},$$

где E_{ef} – энергия рассеянного электрона, Ω_{ef} – его телесный угол, $d\tau^n$ – дифференциал кинематических переменных конечного адронного состояния, n – число частиц в конечном состоянии за исключением рассеянного электрона.

Рассматривая однофотонное приближение, дифференциальное сечение электророждения мезонов может быть представлено как дифференциальное сечение рождения мезона под действием виртуального фотона $\frac{d^n\sigma_{\gamma v}}{d\tau^n}$, которым обменивается рассеиваемый электрон с нуклоном, помноженное на поток виртуальных фотонов $\Gamma_{\gamma v}$:

$$\frac{d^{n+2}\sigma_e}{dE_{ef}d\Omega_{ef}d\tau^n} = \Gamma_{\gamma v} \frac{d^n\sigma_{\gamma v}}{d\tau^n}.$$

При этом вместо E_{ef} и Ω_{ef} можно использовать инвариантную массу конечного адронного состояния W и виртуальность фотона Q^2 . W и Q^2 определяются следующим образом:

$$W = \sqrt{(q + P_N)^2},$$

$$Q^2 = -q^2 = -(P_{e'} - P_e)^2,$$

где q – переданный электроном четырехимпульс, P_N , P_e , $P_{e'}$ –

четырёхимпульсы нуклона, начального и конечного электронов соответственно.

Будем рассматривать эксклюзивные реакции электророждения одиночных пионов на протонной мишени. То есть, в конечном состоянии кроме рассеянного электрона имеется нуклон и π -мезон. Тогда дифференциальное сечение выглядит следующим образом:

$$\frac{d^4\sigma_e}{dWdQ^2d\Omega} = \Gamma_{\gamma_v} \frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega}. \quad (1)$$

Поток виртуальных фотонов определяется следующим выражением:

$$\Gamma_{\gamma_v} = \frac{\alpha}{4\pi} \cdot \frac{1}{E_{beam}^2 m_p^2} \cdot \frac{W(W^2 - m_p^2)}{(1 - \varepsilon)Q^2}, \quad (2)$$

где α – постоянная тонкой структуры, E_{beam} – энергия электронного пучка, m_p – масса протона в ГэВ, ε – поляризация виртуального фотона, формула для которого:

$$\varepsilon = \left(1 + 2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где ν – энергия виртуального фотона, θ_e – полярный угол рассеяния электрона.

Дифференциальное сечение рождения пиона под действием виртуального фотона, если пучок электронов неполяризован, можно представить следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1 + \varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi} \cdot \cos \varphi, \quad (4)$$

где $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ – неполяризованная, поперечно-поперечная и продольно-поперечная структурные функции соответственно, φ – угол между плоскостью рассеяния электрона и плоскостью реакции (см. рис. 6.1).

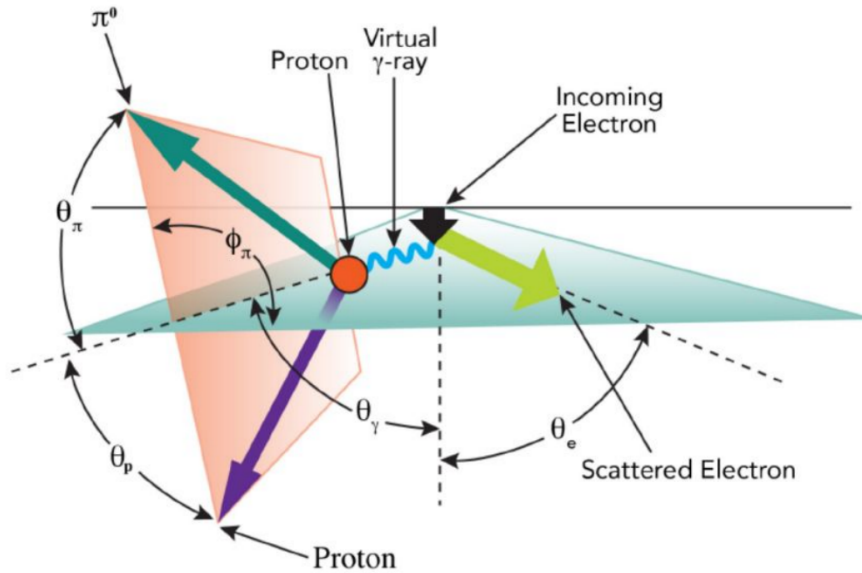


Рис. 6.1: Схематическое изображение процесса электророждения одиночного пиона.

При этом неполяризованная структурная функция имеет две компоненты:

$$\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi} + \varepsilon \frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}, \quad (5)$$

где $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ и $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$ – поперечная и продольная структурные функции соответственно.

Получение структурных функций имеет важное значение, поскольку через них можно выразить амплитуды электровозбуждений резонансов, что дает информацию о динамике сильного взаимодействия, формирующего основное и возбужденное состояния нуклона [7].

7. Структурные функции и методы их извлечения

Рассмотрим методы извлечения структурных функций из экспериментальных данных по дифференциальным сечениям.

Поскольку согласно выражениям (2) и (3) можно из данных сразу посчитать поляризацию виртуального фотона ε и поток виртуальных фотонов $\Gamma_{\gamma\nu}$, то, как следствие, мы можем рассчитать и дифференциальное сечение рождения пиона под действием виртуального фотона $\frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega}$. Тогда далее будем считать это дифференциальное сечение как экспериментальное $-\frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega_{\text{exp}}}$.

7.1. Метод 0

Нулевой метод применим в том случае, если азимутальный угол φ , где имеются $\frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega_{\text{exp}}}$, покрывает всю область $[0, 2\pi]$. Тогда, согласно выражению (4), проводится аппроксимация экспериментальных данных относительно переменной φ :

$$\frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}} = A + B \cos 2\varphi + C \cos \varphi. \quad (6)$$

Из полученных коэффициентов аппроксимации выражаются $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$.

Для получения $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ и $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$ необходимо знать рассчитанную $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$, а также их отношение:

$$R = \frac{\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}}{\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}}, \quad (7)$$

$$\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi} = \frac{\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}}{1 + \varepsilon R}, \quad (8)$$

$$\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi} = \frac{R \frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}}{1 + \varepsilon R}. \quad (9)$$

R – это экспериментальная величина, получаемая в реакциях инклюзивного рассеяния электронов. Предполагается, что R одинаково для всех θ при фиксированных W и Q^2 .

7.2. Метод 1

Если данные по $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}}$ имеются не во всем пространстве углов φ , а на отрезке $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$, то применяется метод 1. В равенстве (4) выражается $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$, остальные слагаемые интегрируются по φ , и все выражение делится на $(\varphi_{\max} - \varphi_{\min})$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{ method 1}}} &= \frac{1}{\varphi_{\max} - \varphi_{\min}} \left[\int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}} d\varphi - \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}} \times \right. \\ &\left. \times \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \cos 2\varphi d\varphi - \sqrt{\varepsilon(1 + \varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}} \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \cos \varphi d\varphi \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ – поперечно-поперечная и продольно-поперечная структурные функции соответственно, полученные путем аппроксимации $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}}$ на отрезке $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$.

Чтобы получить $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$, необходимо выполнить следующие вычисления:

$$\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\text{method}}} = \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\text{method}}} \cdot r_{tt}, \quad (11)$$

$$\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\text{method}}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(1 + \varepsilon)}} \cdot \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\text{method}}} \cdot r_{lt}, \quad (12)$$

$$r_{tt} = \frac{\varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}}{\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}}}, \quad (13)$$

$$r_{lt} = \frac{\sqrt{2\varepsilon(1 + \varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}}}{\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}}}, \quad (14)$$

где $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi}}$, $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi}}$ – результат аппроксимации $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi exp}}$ на отрезке $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$.

Поперечная и продольная структурные функции вычисляются аналогично выражениям (7)-(9) метода 0, что останется справедливым для методов 2 и 3. То же самое можно сказать и о расчетах (11)-(14).

7.3. Метод 2

Метод 2 применяется в случае, если данные по $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{exp}}$ имеются на отрезке $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$ и выполняется интерполяция $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{exp}}$ в областях $[0, \varphi_{\min}]$ и $[\varphi_{\max}, 2\pi]$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi method 2}} &= \frac{1}{2\pi} \cdot \left[\int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi exp}} d\varphi + \right. \\ &+ \int_0^{\varphi_{\min}} \left[\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}} \cdot \cos \varphi \right] d\varphi + \\ &\left. + \int_{\varphi_{\max}}^{2\pi} \left[\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}} \cdot \cos 2\varphi + \sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}} \cdot \cos \varphi \right] d\varphi \right], \quad (15) \end{aligned}$$

где $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi}}$, $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi}}$ получаются из аппроксимации $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi exp}}$ на отрезке $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$.

7.4. Метод 3

Метод 3 используется в том случае, когда учитывается так называемая мертвая зона детектора – область углов φ , где детектор не получает экспериментальные данные:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi method 3}} &= \left[\int_{\varphi_{1 \min}}^{\varphi_{1 \max}} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi exp}} d\varphi + \int_{\varphi_{2 \min}}^{\varphi_{2 \max}} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi exp}} d\varphi \right] \times \\ &\times \left([(\varphi_{1 \max} - \varphi_{1 \min}) + (\varphi_{2 \max} - \varphi_{2 \min})] + r_{tt} \cdot \left[\int_{\varphi_{1 \min}}^{\varphi_{1 \max}} \cos 2\varphi d\varphi + \right. \right. \\ &\left. \left. + \int_{\varphi_{2 \min}}^{\varphi_{2 \max}} \cos 2\varphi d\varphi \right] + r_{lt} \cdot \left[\int_{\varphi_{1 \min}}^{\varphi_{1 \max}} \cos \varphi d\varphi + \int_{\varphi_{2 \min}}^{\varphi_{2 \max}} \cos \varphi d\varphi \right] \right)^{-1}. \quad (16) \end{aligned}$$

8. Разработка инструмента для анализа дифференциальных сечений электророждения одиночного пиона на протоне

Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям электророждения одиночных пионов на протонной мишени под действием неполяризованного пучка электронов были взяты из Базы данных CLAS [15]. Затем выполнен расчет структурных функций $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$, согласно формулам (7)-(9), (11)-(14) и (16). Для удобства анализа полученных структурных функций был разработан web-интерфейс [16], позволяющий получать одномерные графики структурных функций. Web-сайт дает возможность получать зависимости для дальнейшего анализа без необходимости непосредственной работы с изначальными данными: их получением, расчетом и обработкой; что является частью программы развития базы данных CLAS [16].

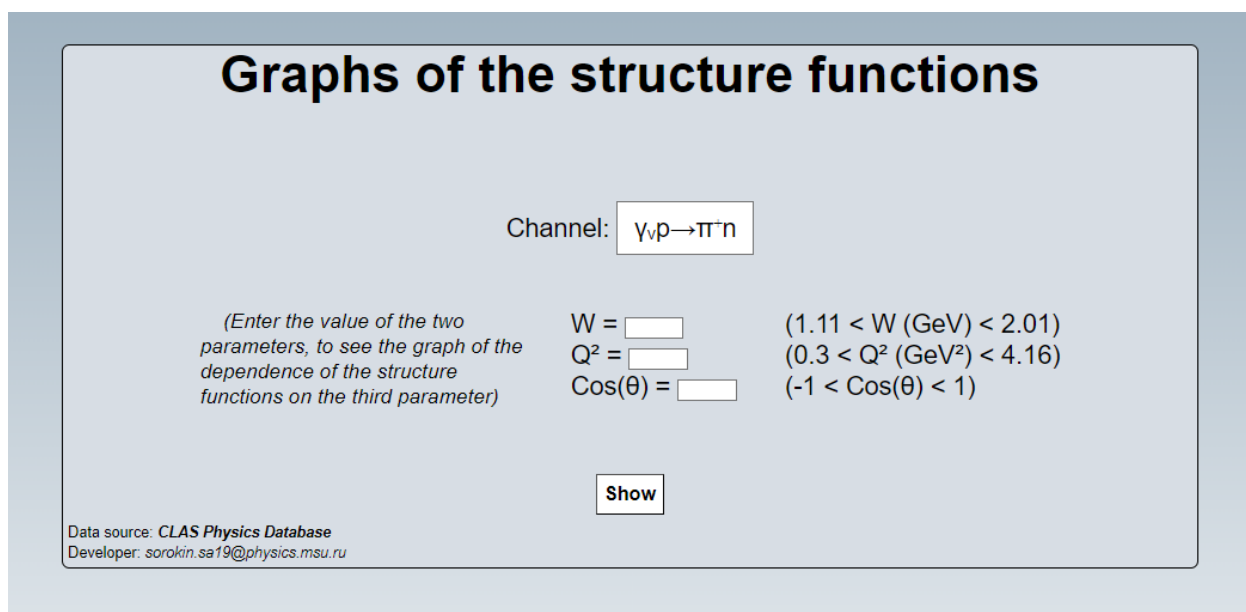


Рис. 8.1: Внешний вид web-страницы [16].

Выполнение вычислений было реализовано с помощью

высокоуровневого языка программирования Python, а в создании веб-страницы применен стандартизированный язык разметки HTML и язык стилизации CSS. Интерфейс предоставляет возможность выбора канала реакции ($\gamma_v p \rightarrow \pi^0 p$ либо $\gamma_v p \rightarrow \pi^+ n$) и двух кинематических параметров ($W, Q^2, \cos \theta$) для получения графиков зависимостей структурных функций от незафиксированного третьего параметра. Затем введенные данные отправляются на сервер, где хранятся рассчитанные структурные функции, выполняется их линейная интерполяция для заполнения пробелов имеющихся данных, строятся графики, которые отправляются пользователю.

На рис. 8.2-8.7 приведены репрезентативные примеры распределений структурных функций $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$, полученных при помощи веб-интерфейса.

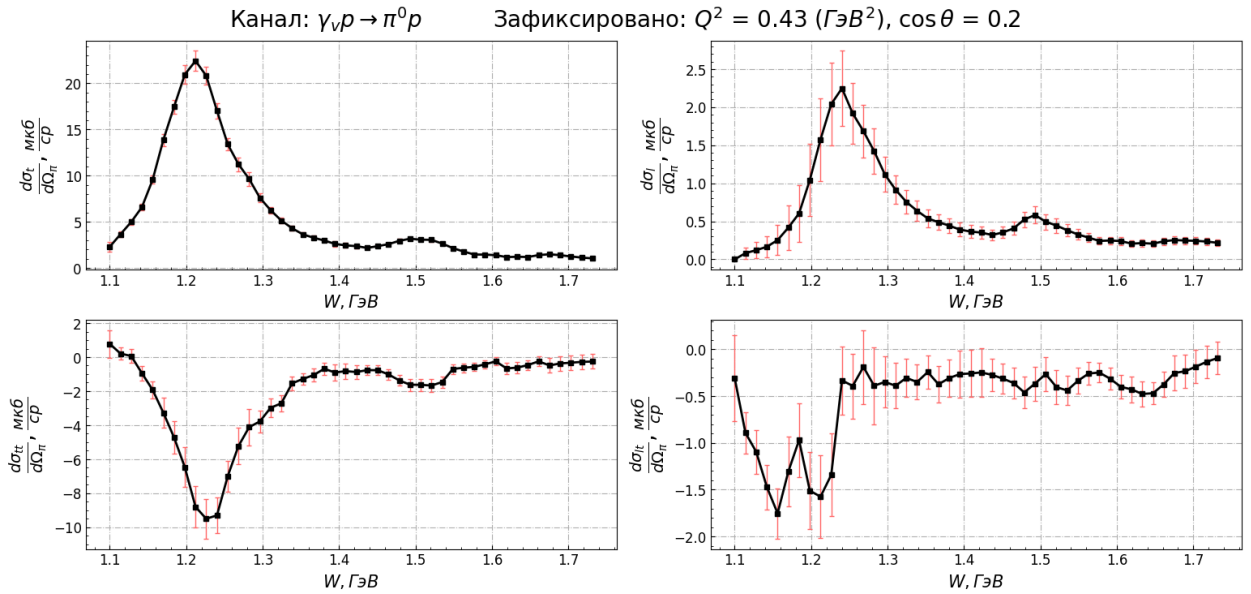


Рис. 8.2: Зависимости структурных функций $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ (левый верхний), $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$ (правый верхний), $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ (левый нижний) и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ (правый нижний) от W при фиксированных $Q^2 = 0.43 \text{ ГэВ}^2$ и $\cos \theta = 0.2$ для канала $\gamma_v p \rightarrow \pi^0 p$.

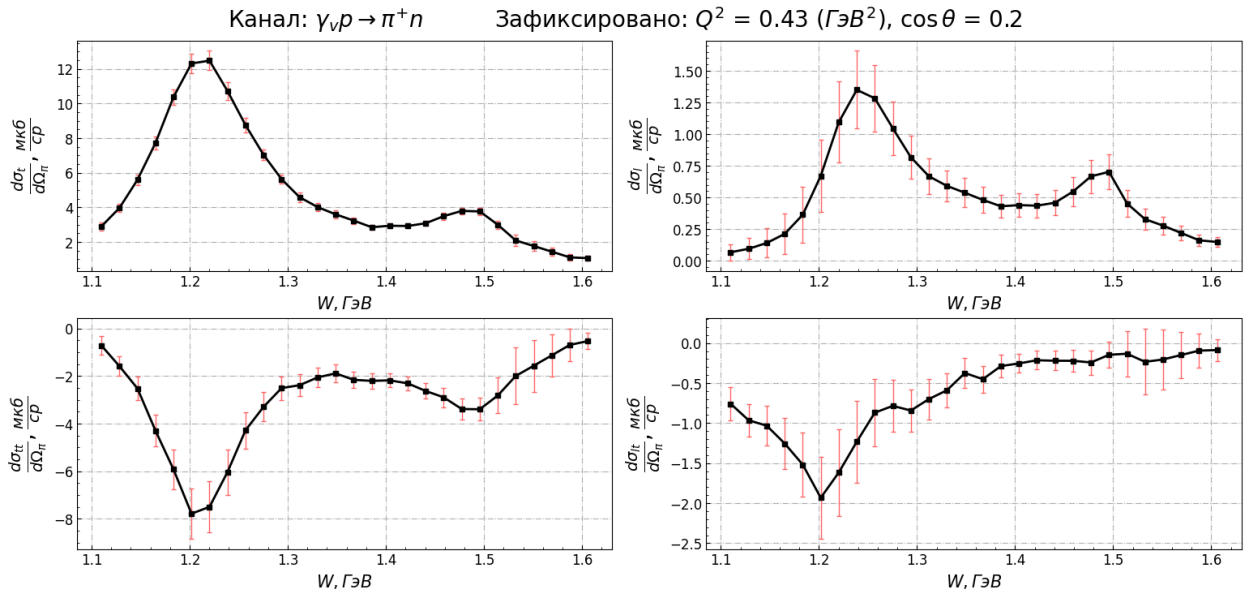


Рис. 8.3: Зависимости структурных функций $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ (левый верхний), $\frac{d\sigma_1}{d\Omega_\pi}$ (правый верхний), $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ (левый нижний) и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ (правый нижний) от W при фиксированных $Q^2 = 0.43 \text{ ГэВ}^2$ и $\cos(\theta) = 0.2$ для канала $\gamma_n p \rightarrow \pi^+ n$.

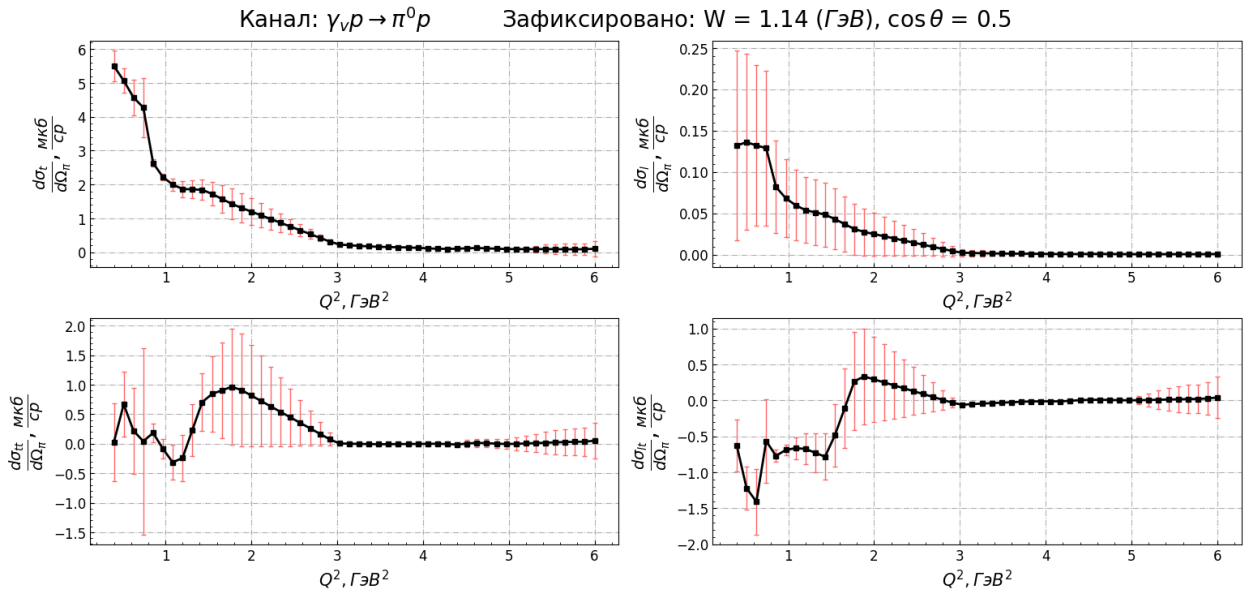


Рис. 8.4: Зависимости структурных функций $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ (левый верхний), $\frac{d\sigma_1}{d\Omega_\pi}$ (правый верхний), $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ (левый нижний) и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ (правый нижний) от Q^2 при фиксированных $W = 1.14 \text{ ГэВ}$ и $\cos(\theta) = 0.5$ для канала $\gamma_n p \rightarrow \pi^0 p$.

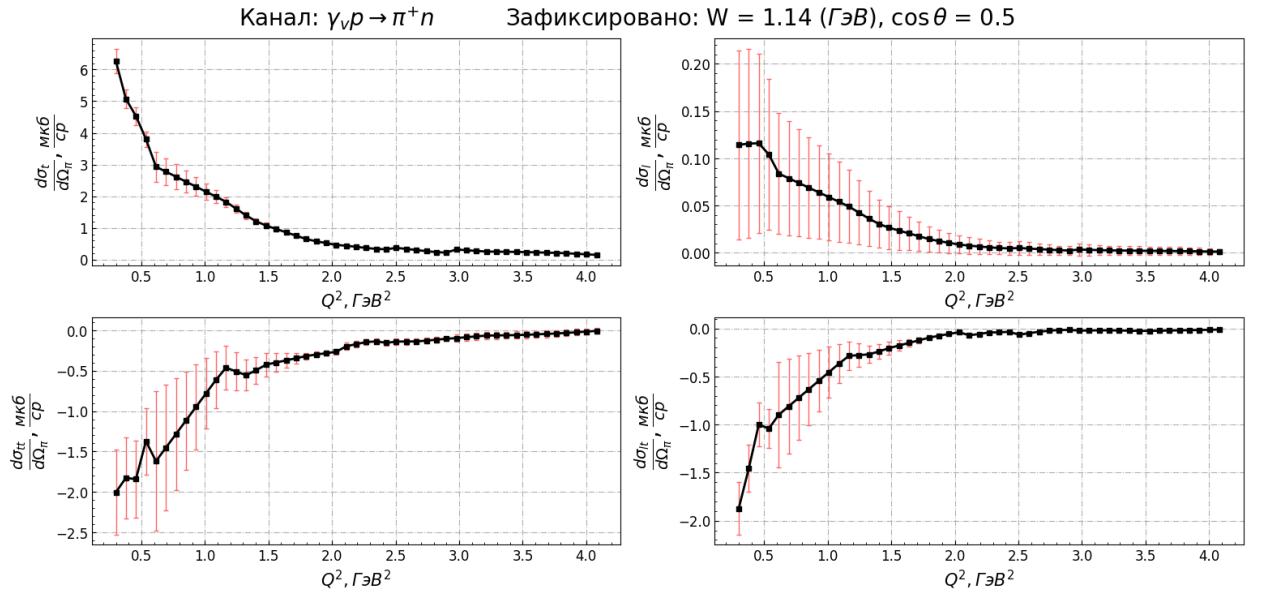


Рис. 8.5: Зависимости структурных функций $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ (левый верхний), $\frac{d\sigma_1}{d\Omega_\pi}$ (правый верхний), $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ (левый нижний) и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ (правый нижний) от Q^2 при фиксированных $W = 1.14$ ГэВ и $\cos(\theta) = 0.5$ для канала $\gamma_v p \rightarrow \pi^+ n$.

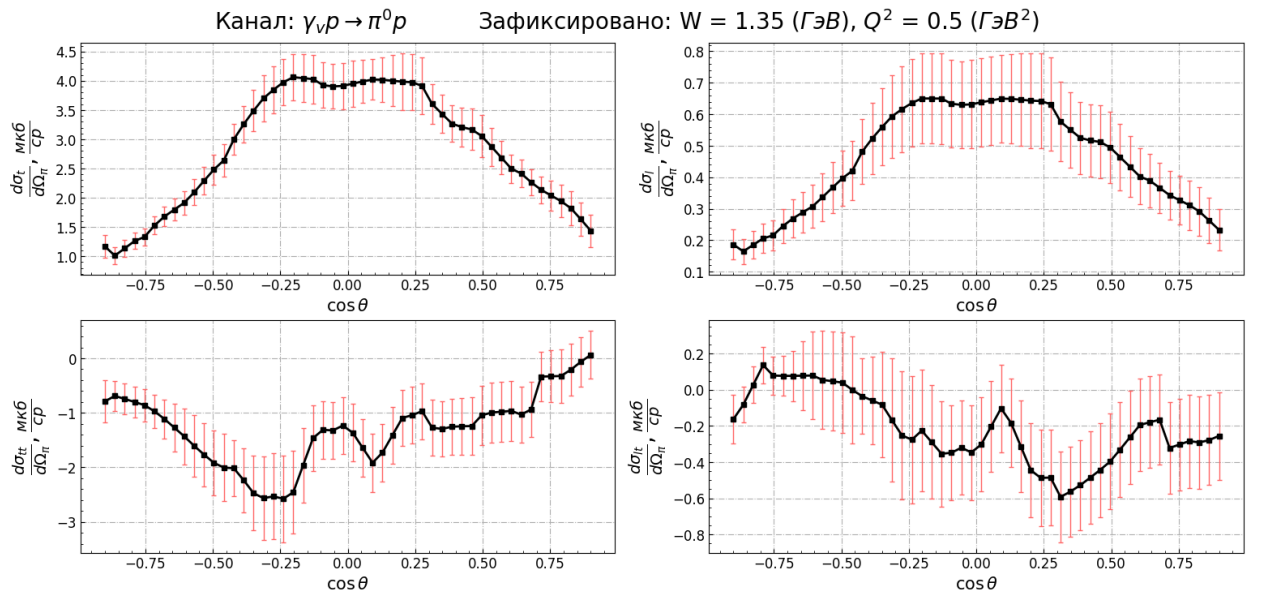


Рис. 8.6: Зависимости структурных функций $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ (левый верхний), $\frac{d\sigma_1}{d\Omega_\pi}$ (правый верхний), $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ (левый нижний) и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ (правый нижний) от $\cos(\theta)$ при фиксированных $W = 1.35$ ГэВ и $Q^2 = 0.5$ ГэВ² для канала $\gamma_v p \rightarrow \pi^0 p$.

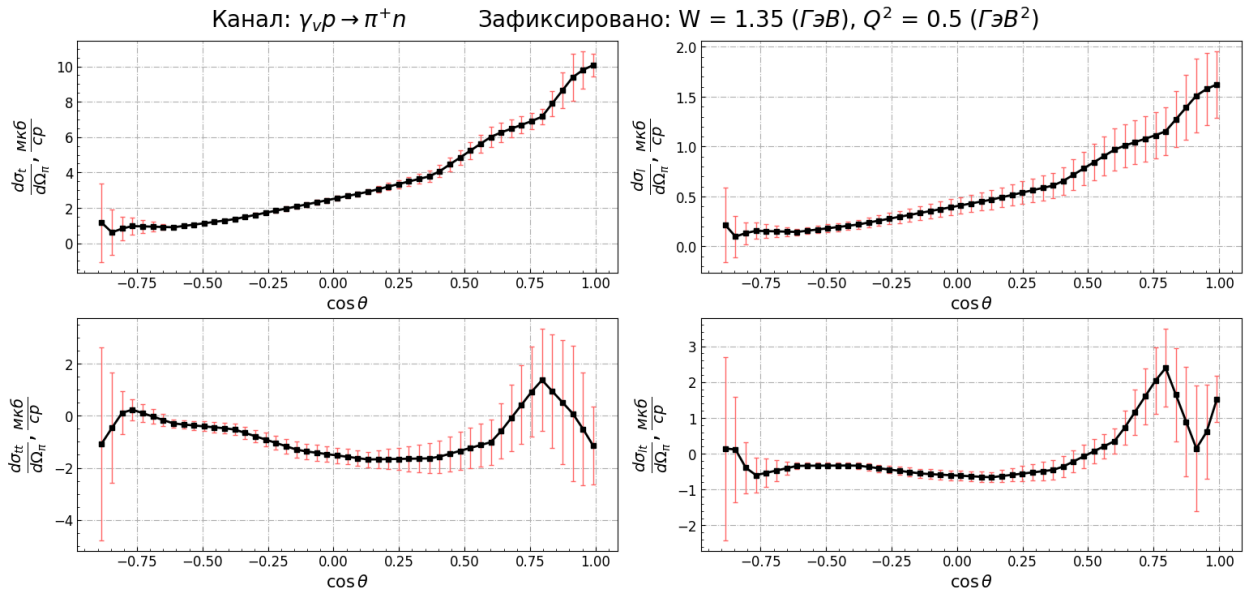


Рис. 8.7: Зависимости структурных функций $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$ (левый верхний), $\frac{d\sigma_1}{d\Omega_\pi}$ (правый верхний), $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ (левый нижний) и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ (правый нижний) от $\cos(\theta)$ при фиксированных $W = 1.35$ ГэВ и $Q^2 = 0.5$ ГэВ² для канала $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n$.

Значительные величины неопределенностей некоторых точек на графиках – результат наличия кинематических областей с малой заселенностью экспериментальными данными, на рис. 8.8-8.13 показаны точки в кинематических плоскостях $(W, \cos \theta)$, $(\cos \theta, Q^2)$, (Q^2, W) , в которых были измерены дифференциальные сечения для каналов $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^0 p$ и $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n$. Заметна существенная неравномерность заселения данными, что и обуславливает неожиданные скачки неопределенностей интерполированных данных.

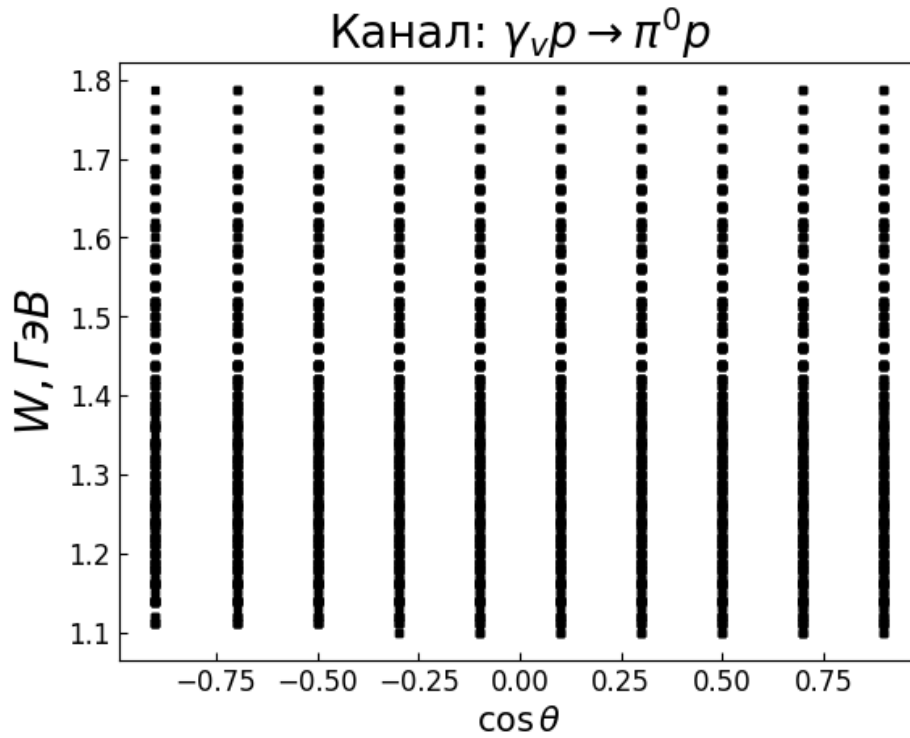


Рис. 8.8: Кинематическая плоскость $(W, \cos \theta)$, на которой отмечены точки с измеренными дифференциальными сечениями для канала $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^0 p$.

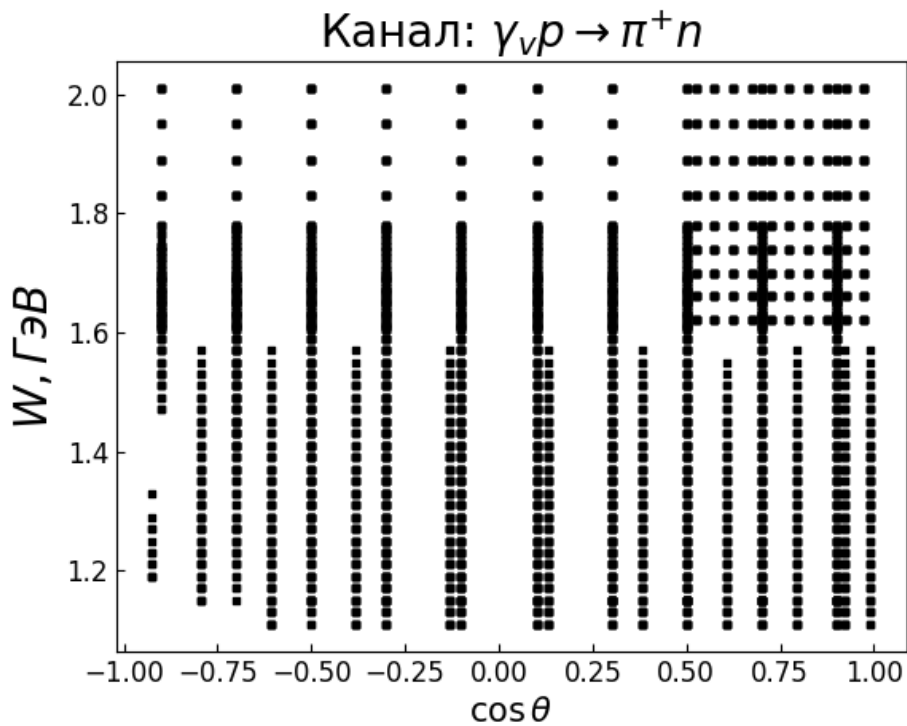


Рис. 8.9: Кинематическая плоскость $(W, \cos \theta)$, на которой отмечены точки с измеренными дифференциальными сечениями для канала $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n$.

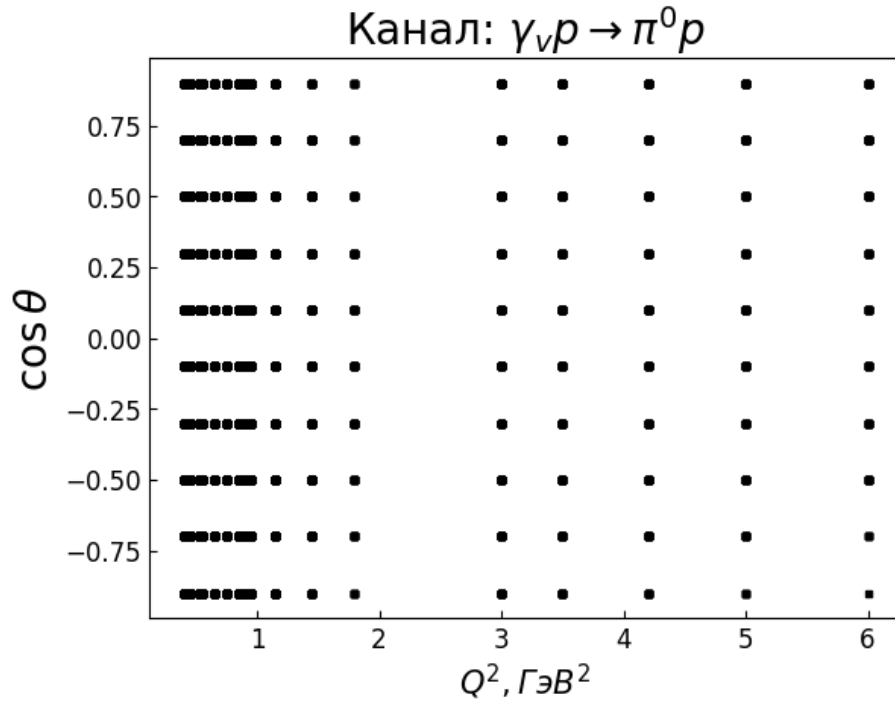


Рис. 8.10: Кинематическая плоскость $(\cos \theta, Q^2)$, на которой отмечены точки с измеренными дифференциальными сечениями для канала $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^0 p$.

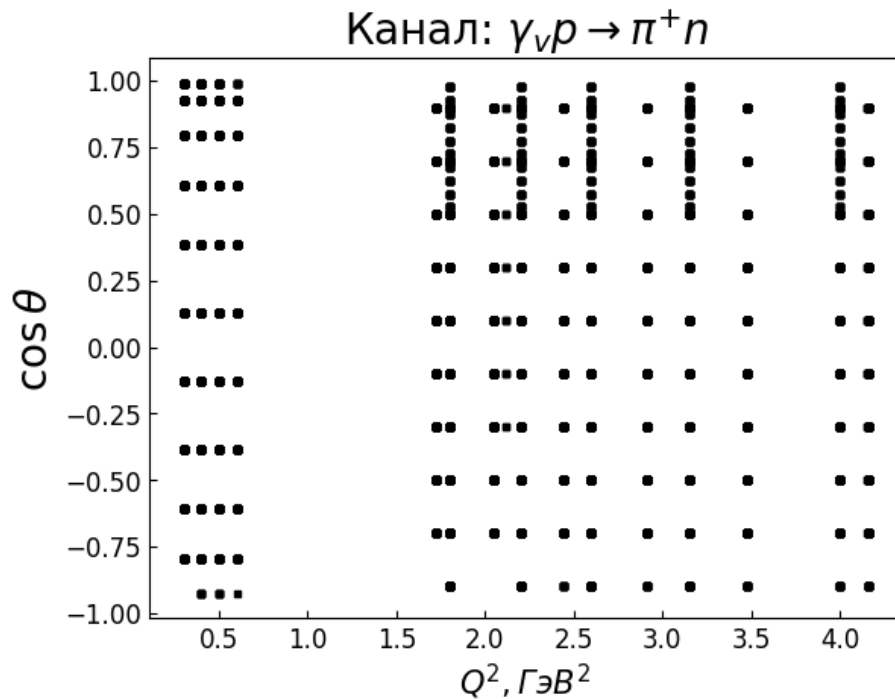


Рис. 8.11: Кинематическая плоскость $(\cos \theta, Q^2)$, на которой отмечены точки с измеренными дифференциальными сечениями для канала $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n$.

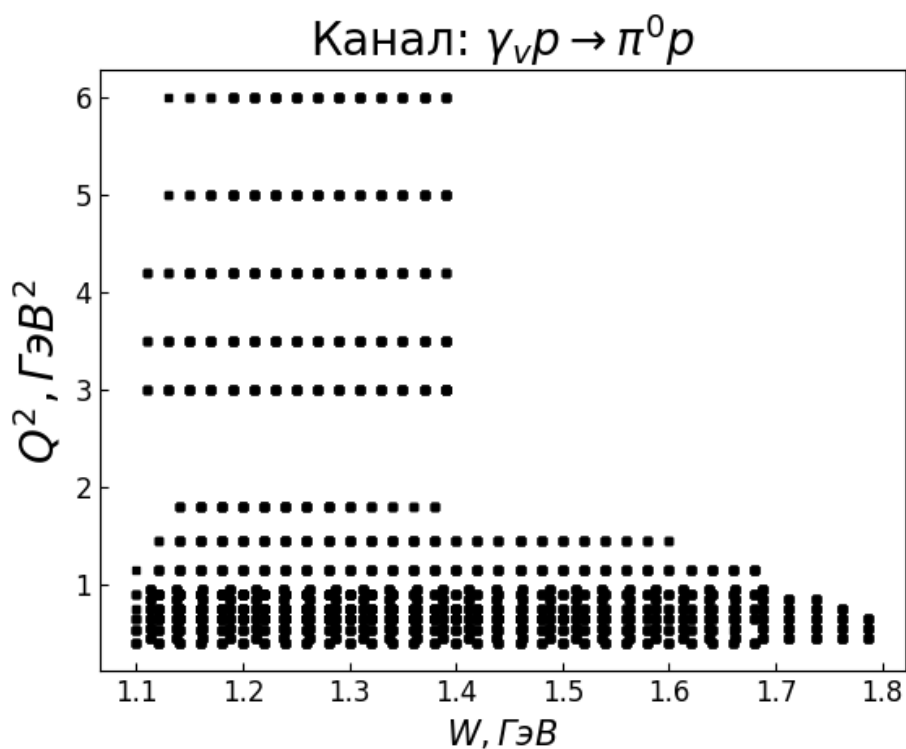


Рис. 8.12: Кинематическая плоскость (Q^2, W) , на которой отмечены точки с измеренными дифференциальными сечениями для канала $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^0 p$.

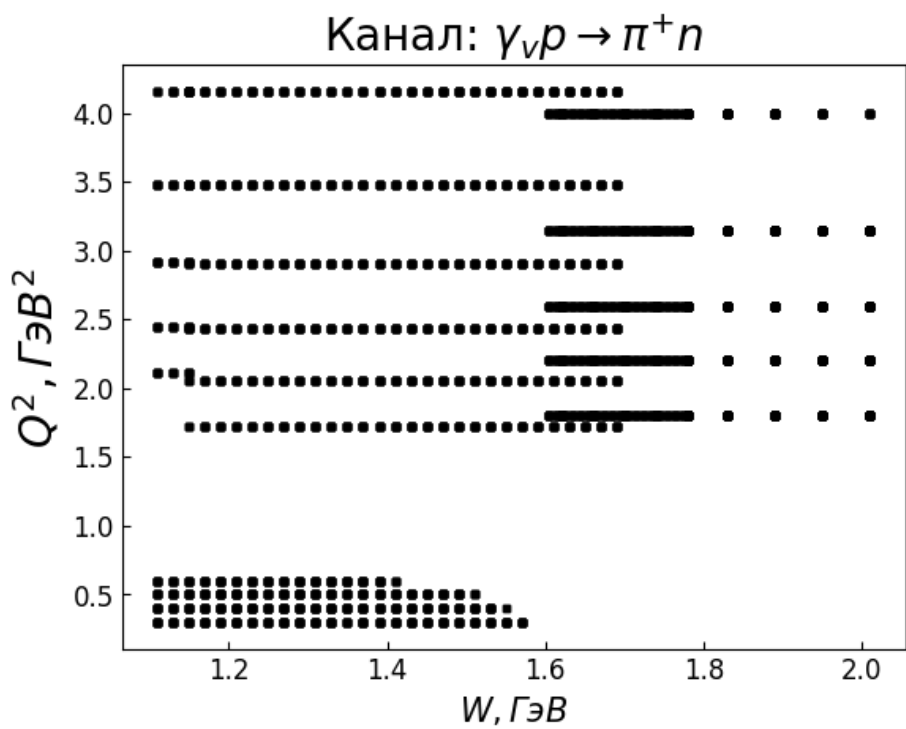


Рис. 8.13: Кинематическая плоскость (Q^2, W) , на которой отмечены точки с измеренными дифференциальными сечениями для канала $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из Базы данных CLAS [15] были взяты экспериментальные данные по дифференциальным сечениям электророждения одиночных пионов на протонной мишени под действием неполяризованного пучка электронов, рассчитаны структурные функции $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_\pi}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ согласно вышеизложенному методу 3, а также разработан web-интерфейс, позволяющий пользователю получать одномерные графики зависимостей структурных функций от интересующего параметра без необходимости самостоятельной работы с данными, а лишь используя общедоступный сайт. На текущий момент имеющиеся данные, по которым рассчитаны структурные функции, лежат в области инвариантной массы конечного адронного состояния $W < 2.01$ ГэВ и виртуальности фотона $Q^2 < 4.16$ ГэВ², и являются данными с детектора CLAS.

Разработанная методика может быть применена к экспериментальным данным детектора CLAS12 без необходимости изменения основных модулей веб-инструмента.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Halzen F., Martin A. Quarks and leptons: An introductory course in modern particle physics, 1984.
2. Briscoe W.J., Döring M., Haberzettl H. et al. Physics opportunities with meson beams, *Eur.Phys.J.A* 51 (2015) 10, 129
3. <https://www.jlab.org/>
4. Mecking B.A. et al. The CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS), *Nucl.Instrum.Meth.A* 503 (2003) 513-553
5. Smith E.S. et al. The time-of-flight system for CLAS, *Nucl.Instrum.Meth.A* 432 (1999) 265-298
6. Burkert V.D. et al. The CLAS12 Spectrometer at Jefferson Laboratory, *Nucl.Instrum.Meth.A* 959 (2020) 163419
7. Crede V., Roberts W. Progress towards understanding baryon resonances, *Rept.Prog.Phys.* 76 (2013) 076301
8. Aznauryan I.G., Burkert V.D. Electroexcitation of nucleon resonances, *Prog.Part.Nucl.Phys.* 67 (2012) 1-54
9. Foster F., Hughes G. Electroproduction of nucleon resonances, *Rept.Prog.Phys.* 46 (1983) 1445-1489
10. Cutkosky R.E., Forsyth C.P., Hendrick R.E., Kelly R.L. Pion - Nucleon Partial Wave Amplitudes, *Phys.Rev.D* 20 (1979) 2839
11. Koch R. A Calculation of Low-Energy pi N Partial Waves Based on Fixed t Analyticity, *Nucl. Phys.* 1986. A448. P. 707.

12. Krusche B., Schadmand S. Study of nonstrange baryon resonances with meson photoproduction, Prog.Part.Nucl.Phys. 51 (2003) 399-485
13. Barker I.S., Donnachie A., Storrow J.K. Complete Experiments in Pseudoscalar Photoproduction, Nucl.Phys.B 95 (1975) 347-356
14. А. Д. Булгаков и др. Структурные функции эксклюзивных каналов электроорождения π^+n и π^0p из данных CLAS. Серия физическая, 2021, Т. 85, № 5, стр. 627-633
15. <https://clas.sinp.msu.ru/>
16. <https://clas.sinp.msu.ru/~stanislavsorokin/>